

УДК 621.039.5

## ОЦЕНКА ДЕЙСТВУЮЩЕГО ЗНАЧЕНИЯ ПОТОКА ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРАХ С ГРАФИТОВЫМ ЗАМЕДЛИТЕЛЕМ

С.В. Беденко, А.В. Золотовский, В.А. Лызко, В.Н. Нестеров, И.В. Шаманин

Томский политехнический университет

E-mail: nesterov@phtd.tpu.ru

Представлена методика оценки плотности потока сопутствующего  $\gamma$ -излучения в действующих и перспективных ядерных реакторах с графитовым замедлителем. Показано, что плотность потока сопутствующего  $\gamma$ -излучения может быть представлена как функция плотности потока тепловых нейтронов. На примере реактора РБМК-1000 определено, что погрешность расчета составляет около 10 %.

### Ключевые слова:

Плотность потока,  $\gamma$ -излучение, эквивалентная температура облучения, высокотемпературный газоохлаждаемый ядерный реактор.

### Key words:

Flux density, gamma-emission, equivalent irradiation temperature, High Temperature Gas-cooled Reactor.

Основным конструкционным материалом высокотемпературных газоохлаждаемых ядерных реакторов (ВТГР), как и уран-графитовых реакторов, является реакторный графит. В настоящее время существует две концепции конструкции активной зоны реактора ВТГР с использованием:

- шаровых твэлов;
- призматических топливных блоков.

В шаровых твэлах и призматических топливных блоках топливные микротвэлы диспергированы в графит, который является замедлителем. Таким образом, работоспособность графита определяет срок эксплуатации самого топливного блока и, следовательно, может приводить к ограничениям по достижимой глубине выгорания топлива.

Анализ современного состояния исследований свойств реакторного графита показывает, что определяющее влияние на значение критического флюенса и, следовательно, ресурс графита, оказывают значения плотности потока сопутствующего  $\gamma$ -излучения и эквивалентной температуры облучения [1]. Эквивалентная температура облучения образована суммарным тепловыделением за счет замедления нейтронов и поглощения  $\gamma$ -квантов в объеме графита [2].

При реакторном облучении  $\gamma$ -излучение вызывает радиационный  $\gamma$ -отжиг материалов и радиационное  $\gamma$ -преобразование. Эти процессы инициируются электронами, образующимися при взаимодействии  $\gamma$ -излучения с веществом. Быстрые электроны, передавая энергию смещенным из узлов кристаллической решетки атомам, переводят их в новые положения с иным энергетическим состоянием. В результате спектр дефектов, первоначально образовавшийся в зоне возбуждения (пике смещения), трансформируется, размываясь в области меньшей и большей энергии активации.

Уменьшение значения критического флюенса за счет увеличения температуры облучения в области выше 300 °С незначительно по сравнению с ро-

стом значения критического флюенса за счет относительно малых приращений потоков сопутствующего  $\gamma$ -излучения. В общей математической формулировке:

$$\left| \frac{\partial F_0}{\partial T} \right| \ll \left| \frac{\partial F_0}{\partial \Phi_\gamma} \right|,$$

где  $F_0$  – критический флюенс;  $T$  – температура облучения;  $\Phi_\gamma$  – плотность потока сопутствующего  $\gamma$ -излучения.

Анализ экспериментальных данных по значениям критического флюенса для реакторного графита показывает, что при проведении оценок срока службы графита необходимо учитывать не только значение температуры облучения, но и плотность потока сопутствующего  $\gamma$ -излучения. В настоящее время существует две возможности определения значения плотности потока  $\gamma$ -излучения:

- по показаниям детекторов  $\gamma$ -излучения при эксплуатации реактора;
- по параметрам эксплуатации ядерного реактора с помощью пакетов прикладных программ.

В настоящей работе представлена методика оценки плотности потока сопутствующего  $\gamma$ -излучения для реактора ВТГР.

### Методика оценки плотности потока сопутствующего $\gamma$ -излучения в ядерных реакторах с графитовым замедлителем

В работе [2] подробно рассмотрены процессы генерации и поглощения  $\gamma$ -излучения в ядерных реакторах и представлено достаточно экспериментальных данных по взаимодействию  $\gamma$ -излучения с веществом, поэтому данная работа взята за основу разрабатываемой методики.

Соотношение, связывающее плотность потока  $\gamma$ -излучения с объемным тепловыделением  $q_{vj}$ , обусловленным  $\gamma$ -квантами, имеет вид:

$$q_{\gamma\gamma} = \sum_j E_j \Phi_{\gamma j} \mu_{aj}, \quad (1)$$

где  $j$  – номер интервала по энергии  $\gamma$ -излучения;  $E_j$  – средняя энергия в  $j$ -й энергетической группе;  $\mu_{aj}$  – коэффициент поглощения энергии  $\gamma$ -излучения, который является аналогом макроскопического сечения поглощения нейтронов.

Для определения тепловыделения в графитовом блоке за счет  $\gamma$ -квантов необходимо разделить элементарную ячейку уран-графитового реактора на две зоны: 1 – гомогенизированный технологический канал; 2 – графитовый блок.

Коэффициент поглощения энергии  $\gamma$ -излучения определяется соотношением:

$$\mu_{aj} = W_{aj} \rho,$$

где  $W_{aj}$  – массовый коэффициент поглощения энергии  $\gamma$ -излучения  $j$ -й энергетической группы;  $\rho$  – плотность материала.

Коэффициент поглощения энергии  $\gamma$ -излучения для химического соединения определяется соотношением:

$$\mu_{aj}^{coed} = \sum_i W_{aji} \rho_i \frac{N_i^{coed}}{N_i},$$

где  $i$  – номер элемента, входящего в состав соединения;  $W_{aji}$ ,  $\rho_i$  и  $N_i$  – массовый коэффициент поглощения энергии  $\gamma$ -излучения, плотность и ядерная концентрация для чистого вещества  $i$ -го элемента в нормальных условиях, соответственно;  $N_i^{coed}$  – концентрация  $i$ -го элемента в соединении.

Вероятности выхода  $P_{0j}$  и поглощения  $P_j$  энергии  $\gamma$ -квантов, образовавшихся в зоне 1 или 2, определяются из предположения, что источники  $\gamma$ -квантов в объеме зоны изотропны и распределены равномерно, а фактор накопления поглощенной энергии представлен в экспоненциальной форме. Для тел правильной геометрической формы данные вероятности связаны между собой простым соотношением [2]:

$$P_j = 1 - P_{0j}.$$

Для элементов произвольной геометрической формы вероятность выхода энергии  $\gamma$ -квантов определяется соотношением:

$$P_{0j} = \frac{1}{1 + \frac{4V}{S} \mu_{aj}},$$

и называется рациональным приближением Вигнера. Здесь  $V$  и  $S$  – объем и поверхность зоны.

Вероятности выхода энергии  $\gamma$ -квантов из первой во вторую зону и из второй в первую определяются соотношениями:

$$P_j^{1 \rightarrow 2} = P_{0j}^1;$$

$$P_j^{2 \rightarrow 1} = \frac{\mu_{aj}^1 V^1}{\mu_{aj}^2 V^2} P_j^{1 \rightarrow 2}.$$

Если плотность мощности источников  $\gamma$ -излучения для  $j$ -й энергетической группы в зонах 1 и 2 обозначить  $E_{cj}^1 n_c^1$  и  $E_{cj}^2 n_c^2$ , то тепловыделение за счет  $\gamma$ -квантов, генерируемых в результате радиационного захвата тепловых нейтронов, в зонах 1 и 2 ( $Q_{cy}^1$  и  $Q_{cy}^2$ ) может быть определено по соотношениям:

$$Q_{cy}^1 = \sum_j [E_{cj}^1 n_c^1 V^1 (1 - P_j^{1 \rightarrow 2}) + E_{cj}^2 n_c^2 V^2 P_j^{2 \rightarrow 1}];$$

$$Q_{cy}^2 = \sum_j [E_{cj}^1 n_c^1 V^1 P_j^{1 \rightarrow 2} + E_{cj}^2 n_c^2 V^2 (1 - P_j^{2 \rightarrow 1})],$$

где  $E_{cj}$  – энергия  $\gamma$ -квантов  $j$ -й группы, выделившаяся в результате радиационного захвата теплового нейтрона;  $n_c$  – число радиационных захватов тепловых нейтронов в единичном объеме в единицу времени (удельная интенсивность реакций захвата), определяемое соотношением:

$$n_c = \Phi_m \Sigma_c,$$

где  $\Phi_m$  – среднее по активной зоне значение плотности потока тепловых нейтронов;  $\Sigma_c$  – среднее по зоне ячейки значение макроскопического сечения радиационного захвата тепловых нейтронов.

Тепловыделение, обусловленное поглощением мгновенных  $\gamma$ -квантов и  $\gamma$ -квантов от осколков деления, определяется соотношениями:

$$Q_{fy}^1 = \sum_j E_{fj}^1 n_f^1 V^1 (1 - P_j^{1 \rightarrow 2});$$

$$Q_{fy}^2 = \sum_j E_{fj}^1 n_f^1 V^1 P_j^{1 \rightarrow 2},$$

где  $E_{fj}$  – энергия  $\gamma$ -квантов  $j$ -й группы, выделившаяся в результате деления  $^{235}\text{U}$  и последующего снятия возбуждения осколков деления;  $n_f^1$  – число актов деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами в единичном объеме в единицу времени (удельная интенсивность реакций деления), определяемое соотношением:

$$n_f^1 = \Phi_m \Sigma_f^1,$$

где  $\Sigma_f^1$  – среднее по 1-й зоне ячейки значение макроскопического сечения деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами.

Таким образом, суммарные тепловыделения, обусловленные поглощением  $\gamma$ -излучения в зонах, определяются соотношениями:

$$Q_{ay}^1 = Q_{cy}^1 + Q_{fy}^1;$$

$$Q_{ay}^2 = Q_{cy}^2 + Q_{fy}^2. \quad (2)$$

Объемное тепловыделение в графите, обусловленное  $\gamma$ -излучением может определяться из плотности потока  $\gamma$ -излучения по соотношению (1) и из плотности потока тепловых нейтронов – (2). Результаты расчета объемного тепловыделения в графите и технологическом канале за счет  $\gamma$ -излучения для реакторов РБМК-1000 и АДЭ приведены в работе [3].

**Методика определения значения плотности потока сопутствующего  $\gamma$ -излучения в реакторах ВТГР**

Топливные блоки или шаровые твэлы реакторов ВТГР можно представить гомогенной смесью замедлителя и ядерного топлива, поэтому элементарную ячейку не стоит разделять на две зоны. Для определения плотности потока  $\gamma$ -излучения нами рассматривается каждая  $j$ -я энергетическая группа в отдельности и, т. к. скорости  $\gamma$ -квантов не зависят от их энергии, общая плотность потока  $\gamma$ -излучения будет являться суммой плотностей потоков в каждой группе. Таким образом, получим следующие соотношения:

$$P_j = 1 - P_{0j} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{4V}{S} \mu_{aj}};$$

$$Q_{c\gamma j} = E_{cj} n_c VP_j = E_{cj} \Sigma_c \Phi_m VP_j;$$

$$Q_{f\gamma j} = E_{fj} n_f VP_j = E_{fj} \Sigma_f \Phi_m VP_j;$$

$$Q_{a\gamma j} = E_{aj} n_a VP_j = E_{aj} \Sigma_a \Phi_m VP_j,$$

где  $E_{aj} = E_{cj} + E_{fj}$  – энергия  $\gamma$ -квантов  $j$ -й группы, выделившаяся в результате поглощения теплового нейтрона;  $\Sigma_a$  – среднее по ячейке значение макроскопического сечения поглощения тепловых нейтронов.

Объемное тепловыделение, обусловленное  $\gamma$ -излучением  $j$ -й энергетической группы определяется по соотношению:

$$q_{v\gamma j} = E_j \Phi_{\gamma j} \mu_{aj} = E_{aj} \Sigma_a \Phi_m P_j.$$

Плотность потока сопутствующего  $\gamma$ -излучения  $j$ -й энергетической группы определяется по соотношению:

$$\Phi_{\gamma j} = \frac{E_{aj}}{E_j} \frac{\Sigma_a}{\mu_{aj}} P_j \Phi_m = v_{aj} \frac{\Sigma_a}{\mu_{aj}} P_j \Phi_m,$$

где  $v_{aj} = E_{aj}/E_j$  – число  $\gamma$ -квантов, образующихся в  $j$ -й энергетической группе при поглощении теплового нейтрона.

Таким образом, плотность потока сопутствующего  $\gamma$ -излучения может быть представлена как функция плотности потока тепловых нейтронов и для случая реактора ВТГР определяется соотношением:

$$\Phi_{\gamma} = \sum_j \Phi_{\gamma j} = \Phi_m \sum_j v_{aj} \frac{\Sigma_a}{\mu_{aj}} P_j. \quad (3)$$

**Оценка плотности потока сопутствующего  $\gamma$ -излучения на примере реактора РБМК-1000**

Экспериментальное значение плотности потока сопутствующего  $\gamma$ -излучения для реактора РБМК-1000 составляет  $\Phi_{\gamma} = 4 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1} \text{ см}^{-2}$ . Поэтому для проверки полученных соотношений проведем оценочный расчет для данного типа реактора. Если элементарную ячейку реактора РБМК-1000 не разделять на две зоны, а рассматривать ее целиком, то можно воспользоваться соотношением (3).

В каждой  $j$ -й энергетической группе значение числа  $\gamma$ -квантов, образующихся при поглощении теплового нейтрона, необходимо усреднять по элементарной ячейке по соотношению:

$$v_{aj} = \frac{\sum_i v_{aj}^i S^i \Sigma_a^i}{S_{яч} \Sigma_a},$$

где  $S$ ,  $S_{яч}$  – площадь в элементарной ячейке, занимаемая  $i$ -м элементом, и общая площадь, соответственно;  $\Sigma_a^i$  – макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов  $i$ -м элементом;  $v_{aj}^i$  – число  $\gamma$ -квантов, образующихся в  $j$ -й энергетической группе при поглощении теплового нейтрона  $i$ -м элементом.

Для всех неделимых элементов ячейки процесс поглощения теплового нейтрона приводит к реакции радиационного захвата. Значения числа  $\gamma$ -квантов, образующихся в  $j$ -й энергетической группе при радиационном захвате теплового нейтрона определенным элементом, представлено в работе [2].

Как известно, в результате поглощения нейтронов в  $^{235}\text{U}$  с большей вероятностью, чем радиационный захват, может произойти процесс деления ядра. Поэтому для определения числа  $\gamma$ -квантов, образующихся в  $j$ -й энергетической группе при поглощении теплового нейтрона  $^{235}\text{U}$ , необходимо воспользоваться соотношением:

$$v_{aj}(^{235}\text{U}) = \frac{[v_{fj}^{мгн}(^{235}\text{U}) + v_{fj}^{оск}(^{235}\text{U})] \Sigma_f(^{235}\text{U}) + v_{cj}(^{235}\text{U}) \Sigma_c(^{235}\text{U})}{\Sigma_a(^{235}\text{U})},$$

где  $v_{fj}^{мгн}(^{235}\text{U})$ ,  $v_{fj}^{оск}(^{235}\text{U})$  – число мгновенных  $\gamma$ -квантов, образующихся в  $j$ -й энергетической группе непосредственно при делении, и  $\gamma$ -квантов осколков деления, образующихся в  $j$ -й энергетической группе в результате ядерных превращений осколков деления, соответственно (табл. 1);  $v_{cj}(^{235}\text{U})$  – число  $\gamma$ -квантов, образующихся в  $j$ -й энергетической группе в результате радиационного захвата теплового нейтрона ядром  $^{235}\text{U}$ ;  $\Sigma_a(^{235}\text{U})$ ,  $\Sigma_c(^{235}\text{U})$ ,  $\Sigma_f(^{235}\text{U})$  – значения макроскопических сечений поглощения, радиационного захвата и деления для  $^{235}\text{U}$ , соответственно.

**Таблица 1.** Значения числа мгновенных  $\gamma$ -квантов и  $\gamma$ -квантов осколков деления, образующихся в  $j$ -й энергетической группе, для  $^{235}\text{U}$

$j$	$E_j$ , МэВ	$v_{fj}^{мгн}$	$v_{fj}^{оск}$
1	0..1	4,050	6,440
2	1..2	2,065	1,265
3	2..3	0,640	0,271
4	3..5	0,169	0,011
5	5..7	0,066	0,011
6	7..9	0,030	0,011
7	>9	0,008	0,011

В итоге были определены значения параметров, входящих в состав соотношения (3), табл. 2.

**Таблица 2.** Значения параметров, определяющих действующее значение плотности потока сопутствующего  $\gamma$ -излучения для реактора РБМК-1000 при  $\Sigma_a=0,012 \text{ см}^{-1}$  и  $\Phi_r=2,24 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

$j$	$E_j$ , МэВ	$v_{aj}$	$\mu_{aj}$ , $\text{см}^{-1}$	$P_j$	$\Phi_{\gamma j}$ , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
1	0...1	6,794	0,095	0,704	$1,35 \cdot 10^{13}$
2	1...2	2,414	0,058	0,591	$6,64 \cdot 10^{12}$
3	2...3	0,820	0,052	0,564	$2,40 \cdot 10^{12}$
4	3...4	0,140	0,049	0,549	$4,23 \cdot 10^{11}$
5	4...5	0,139	0,047	0,539	$4,32 \cdot 10^{11}$
6	5...6	0,030	0,046	0,534	$9,40 \cdot 10^{10}$
7	6...7	0,030	0,046	0,534	$9,40 \cdot 10^{10}$
8	7...8	0,016	0,046	0,534	$5,01 \cdot 10^{10}$
9	8...9	0,016	0,046	0,534	$5,01 \cdot 10^{10}$
10	9...10	0,017	0,046	0,533	$5,34 \cdot 10^{10}$
Суммарное значение $\Phi_{\gamma}$ , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$					$2,38 \cdot 10^{13}$

**Таблица 3.** Вклад материалов в среднее число  $\gamma$ -квантов на акт поглощения для реактора РБМК-1000, %

$j$	$E_j$ , МэВ	Неделяющиеся материалы	Делящиеся материалы ( $^{235}\text{U}$ )
1	0...1	6	94
2	1...2	12	88
3	2...3	24	76
4	3...5	50	50
5	5...7	25	75
6	7...9	25	75
7	>9	35	65

Расчеты показывают, что основной вклад в значение плотности потока сопутствующего  $\gamma$ -излучения вносят  $\gamma$ -кванты с энергией до 3 МэВ. Основным параметром определяющим отношение плотностей потоков  $\gamma$ -излучения и тепловых нейтронов является среднее число  $\gamma$ -квантов на акт поглощения. Вклад  $\gamma$ -излучения, сформированного процессами радиационного захвата тепловых нейтронов всеми неделяющимися материалами, в среднее

число  $\gamma$ -квантов на акт поглощения представлено в табл. 3.

**Заключение**

Сравнение полученного расчетного значения для плотности потока сопутствующего гамма-излучения ( $2,38 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ ) с экспериментальным значением ( $4 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ ) показывает, что погрешность оценочного расчета составляет около 40 %. При проведении расчета рассматривалась отдельная элементарная ячейка (не учитывалось  $\gamma$ -излучение, образованное в соседних ячейках), а не активная зона целиком и поэтому вероятности поглощения энергии  $\gamma$ -квантов получились заниженными. С увеличением рассматриваемого объема вероятности поглощения энергии  $\gamma$ -квантов в среде будут стремиться к 1, т. е. если  $V \rightarrow \infty$ , то  $P_j \rightarrow 1$ . Тогда при расчете активной зоны реактора РБМК-1000 получим, что в среднем значение в каждой  $j$ -й энергетической группе составляет  $P_j \approx 0,967$  и суммарное значение плотности потока  $\gamma$ -излучения по всем энергетическим группам составит около  $3,6 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ . Погрешность расчета – около 10 %. Таким образом, результаты оценочного расчета можно считать удовлетворительными.

Необходимо отметить, что частично погрешность образуется за счет гетерогенности ячейки реактора РБМК-1000, а в реакторе ВТГР активную зону можно считать гомогенной. Гетерогенность можно учесть при разделении элементарной ячейки РБМК-1000 на две зоны: технологический канал и графитовый блок. В случае ВТГР такой необходимости не возникает.

*Работа выполнена в рамках государственного контракта № П428, полученного на проведение поисковых научно-исследовательских работ по направлению «Ядерно-энергетические установки нового поколения» в рамках мероприятия 1.2.2 Программы», федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы». Номер конкурсной заявки: НК-172П/1.*

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Карпухин В.И., Николаенко В.А., Кузнецов В.Н. Критический флюенс нейтронов как фактор, определяющий ресурс графита кладки РБМК // Атомная энергия. – 1997. – Т. 83. – Вып. 5. – С. 325–329.
2. Глушков Е.С., Демин В.Е., Пономарев-Степной Н.Н., Хрулев А.А. Тепловыделение в ядерном реакторе / под ред. Н.Н. Пономарева-Степного. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 160 с.

3. Бойко В.И., Гаврилов П.М., Лызко В.А., Нестеров В.Н., Шаманин И.В., Ратман А.В. Составляющие пространственно-распределенного источника тепловыделения в графитовых конструкциях ЯЭУ // Известия вузов. Серия: Ядерная энергетика. – 2005. – № 4. – С. 3–8.

Поступила 02.02.2010 г.